



TITLE:

スピングラスの臨界現象(B.金属スピ  
ングラス,基研短期研究会「スピ  
ングラスとその周辺」,研究会報告)

AUTHOR(S):

谷口, 年史; 都, 福仁

---

CITATION:

谷口, 年史 ...[et al]. スピングラスの臨界現象(B.金属スピングラス,基研短期研究会「スピングラスとその周辺」,研究会報告). 物性研究 1985, 45(2): 120-122

ISSUE DATE:

1985-11-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/91861>

RIGHT:

$$+(1-p) \int \delta [h + \operatorname{sgn}(h' + h_e) \min(J_0, |h' + h_e|)] g^{(z-1)}(h') dh'$$

(  $p$  は強磁性ボンドの濃度 )

$$g^{(z-1)}(h) = \int \delta [h - \sum_{j=1}^{z-1} h_j] \prod_{j=1}^{z-1} g(h_j) dh_j$$

となる。解として

$$g(h) = \sum_{n=-L}^L g_n \delta [h - n \frac{J_0}{L}], \quad \text{for } h_e = m \frac{J_0}{L}$$

を仮定すると、外場  $h_e = 0$  に対しては、既に求められた解をすべて再現し、<sup>2)</sup> またそれ以上に  $L$  の異なる無限に多数の解が存在する。外場  $h_e = 0$  の場合も一般的には同様に多数の解が存在する。しかし、 $h_e > 4J_0$  に対しては、解は唯一つとなることはあきらかである。従って臨界磁場  $h_e$  が存在するはずであるが、その値は単純に  $4J_0$  ではなく、数値計算の結果から

$$p = 0.5 \quad \text{に対して} \quad h_e \simeq 1.5 \sim 1.5625 J_0$$

$$p = 0.7 \quad \text{に対して} \quad h_e \simeq 0.75 J_0$$

であることが推定された。

## 文 献

- 1) G. Parisi, Phys. Rev. Lett. **50** (1983) 1946.
- 2) S. Inawashiro and S. Katsura, Physica **100A** (1980) 24.

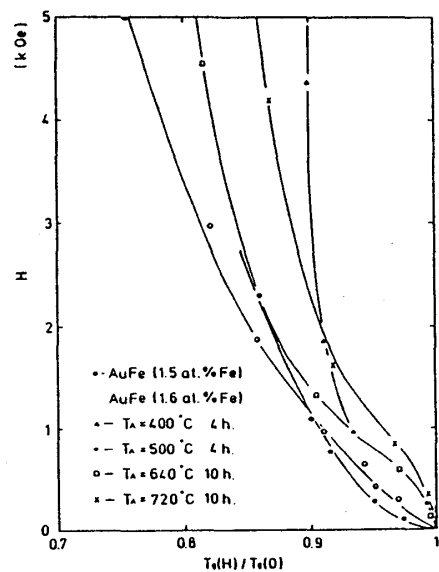
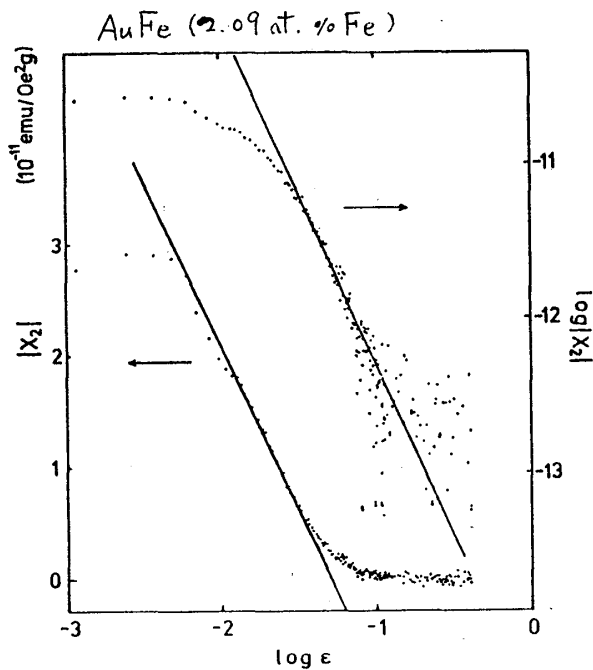
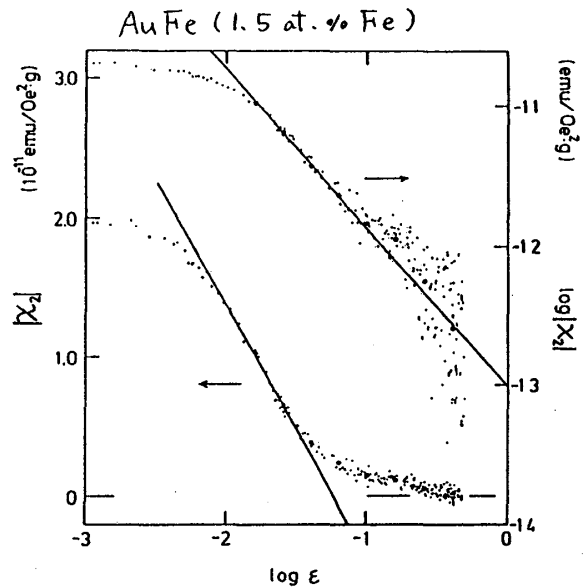
## スピングラスの臨界現象

北大・理 谷口年史, 都 福仁

交流帯磁率に相転移を示唆するような鋭いカuspが現われながら比熱に何の異常も伴わないスピングラス転移が新しいタイプの相転移ではないかと注目を集め多くの研究がなされてきた。それにもかかわらず現在まで“相転移”か否かの間に完全に答えることができない理由は、実験的に非線型帯磁率から求めた臨界指数が試料によって大きく異なっていることにあると思われる。Edwards, Anderson 理論を基に Suzuki は二次相転移に関する Landau の理論をスピ

ングラス転移に拡張し、磁化 $M$ を磁場 $H$ で展開したときの非線型項がスピングラス転移温度 $T_g$ で負に発散することを示した。実験的にも交流帯磁率、磁化測定からこのことが支持された。しかし上述したように非線型帯磁率から求めた臨界指数は試料によって大きく異なる。我々はこのことを解明するために AuFe 合金で濃度の異なる二つの試料について線型帯磁率 $\chi_0$ 、非線型帯磁率 $\chi_2$ 、 $\chi_4$ の測定を行なった。また同じ濃度で熱処理の異なる試料について $\chi_2$ 、 $T_g$ の磁場依存性の測定を行なったので報告する。

AuFe (1.5 at. % Fe) の $\chi_0$ は $T > T_g$ で良く Curie-Weiss 則に一致し、 $\chi_2$ は $T_g$ で鋭く発散し、 $\chi_2 \sim \epsilon^{-r_S}$  ( $\epsilon = (T - T_g)/T_g$ ) とすると、 $r_S = 1.1 \pm 0.2$ と求まった。他の臨界指数も、 $\chi_2$ の交流振幅 $h_0$ 依存性から $\delta = 2.0 \pm 0.2$  また $\chi_4$ の測定から $\beta \sim 0.9$ となり、これらは $\beta\delta = r_S + \beta$ の関係式を満たしている。臨界指数の値の変化を調べるため AuFe (2.09 at. % Fe) の測定を行なった。 $\chi_0$ は $T_g$ よりかなり高



温で Curie-Weiss 則からのずれがある。また  $\chi_2$  の測定から  $r_s = 0$  (対数的発散) となり同じ AuFe 合金でも  $r_s$  の値が異なる。これは short range order によりクラスターが生じたためと考えられる。このことを調べるために AuFe (1.6 at. % Fe) で anneal 温度  $T_A$  を変えた試料について  $\chi_2$  の測定を行なった。(  $r_s$  の値は 1.3 ~ 2.7 ) また転移点  $T_g$  の磁場依存性を測定し、 $H-T$  相図を得た。以上の測定から熱処理によりスピングラスの性質が変化することがわかる。このような short range order による効果は今後系統的に測定を行なう必要があると思われる。

## Mössbauer 効果による実験

阪大・理 国 富 信 彦

Mössbauer 効果を用いると物質の中の実空間内での hyperfine field の分布を求めることができるので、逆格子空間内でモーメント分布を求める中性子散乱と違って局所的な性質を直接調べることができる。これを Cr-Fe と  $\text{Fe}_{70}\text{Al}_{30}$  の 2 つの系でしめす。

### Cr-Fe

この系では Fe の濃度が増すに従って(1)反強磁性相 (2)反強磁性・スピングラス reentrant 相 (3)スピングラス相 (4)強磁性ースピングラス reentrant 相 (5)強磁性相がつぎつぎにあらわれる。

実験で求めた平均内部磁場は(2), (3), (4)のいずれの場合も温度が下るに従って除々に増加するが、SG相に入ると急激に増加する。この傾向は従来 Au・Fe 等で知られている通りであって横成分の freezing によるものであろう。

また内部磁場の分布には(2), (3), (4)の 3 つの試料に共通して次の特徴がある。

- (a)  $T_C$ ,  $T_N$  以下では内部磁場分布には 2 つの peak がある。
- (b)  $T_C$ ,  $T_N$  に近い高温側では低磁場のピークはゼロ磁場を中心とし常磁性的である。
- (c) 温度が下ると高磁場ピークも低磁場ピークもその中心磁場は増大する。(低磁場ピークも有限の内部磁場を中心とする)
- (d) さらに温度が下り平均内部磁場が急増した温度になると、2 つのピークの中心磁場は急激に増加する。
- (e) 温度が下ると低磁場ピークの積分強度が減少し、逆に高磁場ピーク強度が増加し、遂には低磁場ピークの強度はゼロになる。